

砕波を含む風波の微細構造と大局構造

——風波現象に内在する全体的整合性の根元は何か？

宇宙開発事業団 鳥羽良明 (Yoshiaki Toba)

要旨 風波は、粘性流体としての空気と水との、速度差のある境界面に生じ、空気と水との両境界層を結合する特殊な流体現象である。風波は成分波で扱われる波の要素を持ちながら、一種の秩序構造と見られる個々波に対して、常に砕波を促進する風の応力を受けている。成分波の側面、秩序構造の側面、境界層の平均的構造などが、なぜかその大局構造において単純な全体的整合性をもって結びつけられている。風波の砕波を含む微細構造から大局構造まで、主として実験事実の面からレビューした。さらに、風波現象の一つの鍵となる水面摩擦係数が、風と局所平衡している風波に対して風が変化する非平衡の場合、また、うねりの存在によって、本質的に不安定な挙動を示すものであるという新しい概念を提起した。

1. はじめに

本論は3つの章からなる。1章で、大局構造としての風波の $3/2$ 乗則、スペクトルの(自己)相似性、エネルギー・スペクトル密度の u_* -比例、および、近年定着してきたとみられる「風と局所平衡にある風波」の概念について述べる。2章では、その根元に関わると思われる、風波現象における秩序構造と乱流境界層に関する実験事実をレビューする。ただし、これらはすでに筆者も幾つかレビュー的な記述を公表しているので、本講究録では要点だけ記述し、詳しいことはそれらの記事を引用するにとどめることとする。

3章で、これら風波の特異な過程の鍵となる水面摩擦係数のカレントな話題を述べる。それは現在まだ考えを進めつつある「不安定な摩擦係数」という新しい概念である。

2. 風波の大局構造

——風と局所平衡にある風波

2.1 $3/2$ 乗則

うねりを含まない(純粹の)風波には、そのエネルギー・スペクトルに顕著なピークがあり、そのピーク周波数の両側に急勾配でエネルギーが減少するようなスペクトルの相似構造が存在する。このことから、風波の場をスペクトルピークのような代表量によって取扱うことが可能であり、Sverdrup and Munk(1948)以来、経験的に有意義波高(波形記録から抽出される一種の代表波高で、いわゆる $1/3$ 最高波、 H_s)、

および、有義波周期（1 / 3 最高波に対応する周期で、近似値的にはスペクトルピークの波に対応する周期、 T_s ）という代表量による取扱が多くなされてきた。

風波の有義波が、風の吹走距離や吹続時間によってどのように発達するかについての単純な経験公式は、 g を重力加速度、 U_{10} を 10 m の高さの風速として、無次元の有義波高（ $\hat{H} = gH_s/U_{10}^2$ ）と有義波周期（ $\hat{T} = gT_s/2\pi U_{10}$ ）が、無次元の吹走距離（ $\hat{X} = gX/U_{10}^2$ ）の関数として表わされてきた。 $\hat{X} < 10^3$ の比較的短い吹走距離の範囲では、 $\hat{H}$ が $\hat{X}^{1/2}$ に比例し、 $\hat{T}$ が $\hat{X}^{1/3}$ に比例する形をとり、 $\hat{X}$ の十分大きいところでは、波は次第に十分発達した飽和状態に漸近する。これから $\hat{X}$ を消去すると、十分発達した漸近形の部分も含めて $\hat{X}$ の広い範囲で、 $\hat{H}^2$ が $\hat{T}^3$ に比例するという単純な関係が存在することが見出されている。この関係を空気の摩擦速度 u_* を用いて無次元化した形は「風波の3/2乗則」として、

$$H^* = BT^{*3/2} \quad (1)$$

の形に表現される(Toba, 1972)。ここに、

$$H^* = gH_s/u_*^2, \quad T^* = gT_s/u_*, \quad B = 0.062 \quad (2)$$

であり、 B は経験定数である。なお、これは統計的法則であり、風の変動に対応して、 B の値は $\pm 20\%$ 程度ゆらぎがある。これを風波のエネルギー E と風波のピーク角周波数 σ_p の無次元量 $E^* = g^2 E/u_*^4$ と $\sigma_p^* = u_* \sigma_p/g$ で表わした形

$$E^* = B_\sigma \sigma_p^{*-3}, \quad B_\sigma = 0.00021 \quad (3)$$

(Toba, 1978) は、現在でもよく用られている（たとえば、Johnson *et al.*, 1998）。

風の場合は常に変動するもので、吹走距離 X は、現実の海では定義できない場合が多いが、それでも、うねりの小さいときには(1)または(3)式がよく成り立つ。この風波の相似則は u_* を含んでいて、きわめて単純な形である。この形は、風波においては、 H_s と T_s とが独立に変化するものではなくて、 H_s と T_s とが u_* で代表される風的作用によって強く結び付けられていて、風と風波とが局所的な平衡にあることを示すものであると解釈できる。その現象としての力学的な根拠は、次章で述べるが、これは「風と局所平衡にある風波(wind sea in local equilibrium with the wind)」という概念である。

なお、3/2乗則は、書きかえると、風波の有意義波の波形勾配（有義波高と波長の比） δ が有義波の位相速度 c_p を u_* で無次元化した波令 c_p/u_* の関数として、一定の関係で表されることに対応している(Bailey *et al.*, 1991)。

2.2 風波スペクトルの相似性・平衡領域

積分すれば(1)式と一致するような自己相似な風波の1次元エネルギー・スペクト

ルの高周波側の形は、

$$\phi(\sigma) = \alpha_s g_* u_* \sigma^{-4}, \quad \sigma > \sigma_p \quad (4)$$

で表される(Toba, 1973)。ここに $\phi(\sigma)$ はエネルギー密度、 σ は角周波数、 σ_p はスペクトルピークの角周波数、 g_* は表面張力 γ を含む拡張された重力加速度、

$$g_* = g(1 + \gamma k^2 / \rho_w g) \quad (5)$$

であり、 k は波数、 ρ_w は水の密度である。重力波領域では g_* は単に g とすればよい。実際に、観測される風波のスペクトルはその高周波側の主要な周波数領域に、この $g_* u_* \sigma^{-4}$ 型で表される領域がみられる。(4)式で表されるスペクトルの領域は、エネルギーの風からの入力と砕波による散逸とが、成分波間の非線形相互作用とともに、比例関係を持って、ほぼ同じ程度になっていると見られることから、「平衡領域 (equilibrium range)」と呼ばれている (Phillips, 1985)。

平衡領域の係数 α_s の値は、海の塔での観測から平均値 $\alpha_s = 0.061$ が与えられたが (Kawai, *et al.*, 1977)、観測値は0.06から0.11位までの値が報告されている (Phillips, 1985)。なお、積分すれば (1)式と一致するような (4)式のレベルは、 $B = 0.062$ に対応する値として $\alpha_s = 0.096$ となる (Joseph *et al.*, 1981)。

風洞水槽の風波は、風も定常であるし、水路の幅も狭くて、まだ不規則性があまりないため、スペクトルのピークがもっと尖っていて高く、両側は $\sigma^{\pm 9}$ の程度の傾斜を持っている。この場合スペクトル形は自己相似ではないが、 σ^{-4} の勾配に沿ってスライドして行くようにスペクトルは発達するから、その積分形は、やはり(1)式になる。

この節までについてのより詳しいレビューは、鳥羽 (1987; 1996)、Toba (1997; 1998) を参照されたい。

2.3 風の変動と局所平衡の揺らぎ

(4)式の風波スペクトルのレベルについて、 α_s の観測値は 0.06 から 0.11 位までの値が報告されていると述べたが、最近 Hanson and Phillips (1999)は、うねりを含む海の波のスペクトルで、うねりは減衰するからスペクトルレベルが下がることに着目し、 α_s (Toba's constant) に 0.06 の閾値を設けて、それより上にある部分を風波とみなして、風波部分だけを取り出すと、(3)式をよく表わすことを示している。

風が変動するときは、風波が新しい風と局所平衡になるのに多少時間がかかるから、 α_s 値は短い時間スケールでは u_* と逆の変動をする。そのため、図1のように、 σ_p は、風が弱くなるときは少し低周波気味になってそのピークのエネルギー値は高くなり、風が強くなるときは少し高周波気味になってピーク値は低くなる (Toba, *et al.*, 1988)。Hanson and Phillips (1999)は新しい観測データでこのことを支持し、このため

に3/2乗則(3)も多少の揺らぎを示すことを報告している。この話題は、4章の非定常の問題につながっていく。

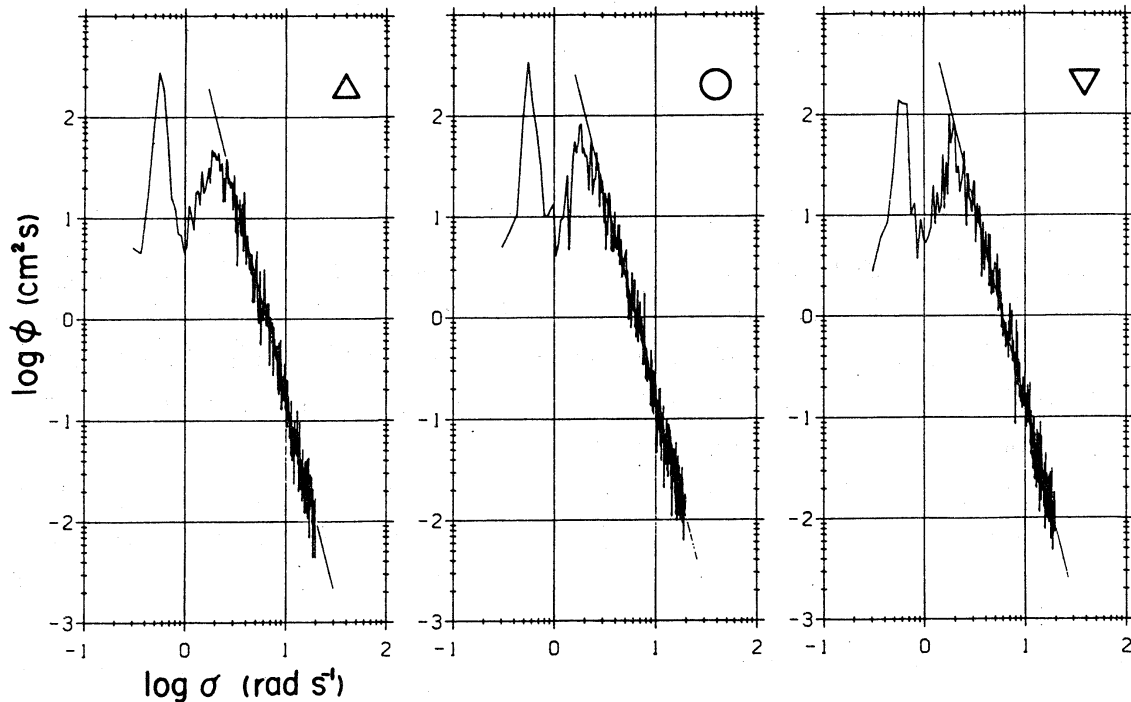


図1. 海の風波の一次元エネルギー・スペクトルの実測値。高周波側は(4)式に対応している。△印は u_* が増大しつつあるとき、▽印は減少しつつあるとき、○印は中間の場合の平均値である。左方のピークはうねりである。(Toba *et al.*, 1988 より。)

3. 風波現象における秩序構造と乱流境界層

——波・風の応力・局所的流れ・乱れの強い相互作用

実験室の風波上の気流には、空気の摩擦速度 u_* が一定とみられる対数境界層が存在して、固体粗面壁上の乱流境界層とよく対応している。平均的には対数速度分布則に従う部分に、内部の構造としては秩序運動が存在することも固体壁上と類似している(Kawamura and Toba, 1988)。風波の下の水中の乱流構造にも、平均水面から下向きに座標軸をとった場合、類似の状況が存在する。実験事実としては、水側の摩擦速度を u_{*w} 波の要素を取り除いた空気と水との乱流速度を u_a' 、 u_w' 、波の要素としての波流を u_0 とした場合、ほぼ

$$u_* \propto (\overline{u_a'^2})^{1/2} \propto (\overline{u_w'^2})^{1/2} \propto u_{*w} \propto u_0 \quad (6)$$

となっていて、特性速度を u_* とする、空気と水との結合境界層の状況にある。したがって、風波の3/2乗則は、風波の水の波としての要素が大気海洋両境界層の乱流強

度と結合していることを表していることになる(Yoshikawa *et al.*, 1988)。

水の波のスペクトルに、水の波の相互作用によって σ^{-4} に比例する領域ができることについては理論的研究がある (Zakharov and Filononko, 1966)。しかし、実験事実としては、上述のように風波のスペクトルには、(4)式のように、 σ^{-4} にも比例するが、同時に u_* にも比例する平衡領域が存在し、この積分形として、 g と u_* とで無次元化した有義波高 H^* と有義波周期 T^* との間に式(1)が成立っているとも解釈できる。

また、3/2乗則の (1)式は、風波の個々波が、同じ波流

$$u_0 = 2\pi^3 B^2 u_* \quad (7)$$

を共有していて、しかもそれが u_* に比例していることに対応している(Toba, 1988)。また、風波の高周波側スペクトルが $u_* \sigma^{-4}$ 型であれば、波流 u_0 は u_* に比例することも理論的に示されている (Bye, 1988)。

風波の砕波は水側のはがれに対応している。また、風波のすぐ下には、通常の数境界層の渦粘性係数 $K_M (= \kappa u_* z)$ より大きな K_M を持つ特殊な風波境界層（下向きバースト境界層）があって、その深さが、初期波発生直後から海洋の大きな砕波の下まで、一貫して、およそ $5H_s$ であることが見出されている (Toba and Kawamura, 1996)。図2はその風洞水槽側のデータの一例である。右のパネルで、 z/H_s が5までの所（風波境界層）で横軸の値が 0.33 の程度であることは、ちょうど(7)式から、3/2乗則の B が 0.062 であることに対応している。

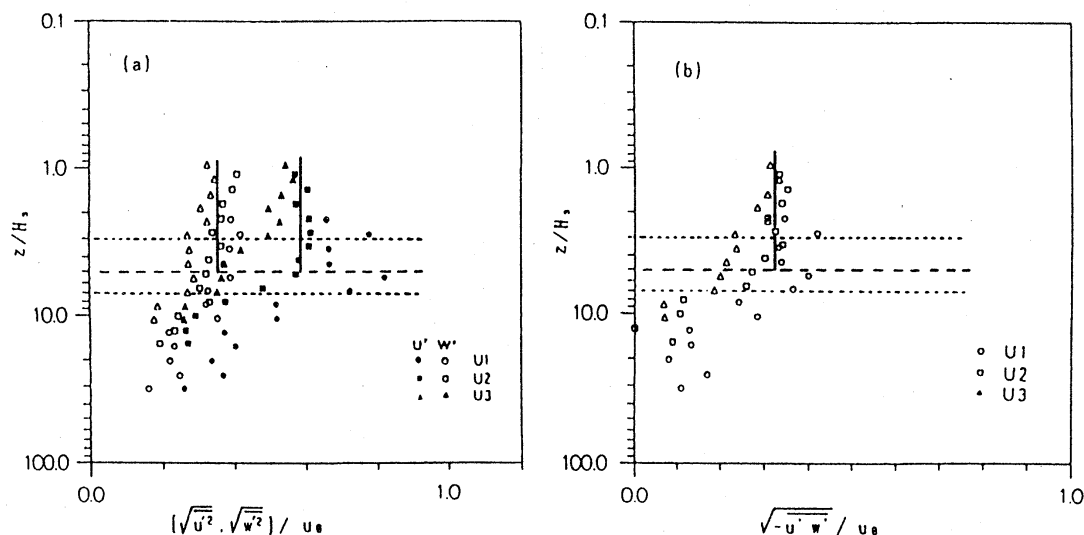


図2. 風洞水槽の風波下の乱流強度(a)と、レイノルズ応力(b)。(7)式の波流 u_0 で規格化している。(Toba and Kawamura, 1996より。)

これらのことは、非線形相互作用を含む水の波と、水面の高まりと水面の上下の局所的な流れの分布にも依存する風の応力分布、そして砕波と水側の秩序構造である下向きバーストにも依存する乱れが、互いに強い相互作用をし合っている状況の

表われであると解釈できる。それはまた、水の波の側が砕波によって調節されていることから、「砕波調節」と呼んでも良いかもしれない (Toba, 1988)。この辺の状況を、模式図として図3に示した。風波面上下の秩序構造については、Kawamura and Toba (1988)、鳥羽 (1986) を参照されたい。

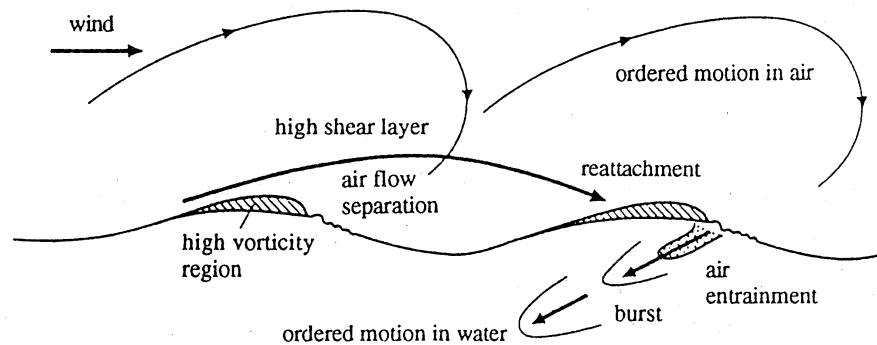


図3. 風波を含む気水境界過程の微細構造の模式図 (Toba, 1998)。

4. 平衡と非平衡——「不安定な摩擦係数」

2.3 節で、(4)式の風波スペクトルのレベル α_s の観測値や、3 / 2 乗則の(3)式の値のレベル (係数) が、風の変動によって揺らぐことを述べた。波・風の応力・局所的流れ・乱れの強い相互作用である風波現象における、強い相互作用の一つの鍵となるパラメータは、 C_D で表現される風の摩擦係数であろう。 C_D の観測値は、通常 10m での風速 U_{10} の関数として表現されるのが伝統的であるが、実測データは、測定の誤差もあるが、一般に非常にばらついている。その原因が、風波にあるかもしれないとして、中立成層のときは C_D と 1 対 1 に対応する粗度パラメータ z_0 を g と u_* で無次元化した無次元粗度 gz_0/u_* を波齢の逆数 (u_*/c_p) の関数として表現する試みが、歴史的によく行われてきた。しかし、それでもそれほど満足する結果が得られていない。たとえば図4に、その一例として、国際組織である海洋研究科学委員会 SCOR のワーキンググループのメンバーが提案した公式を示す。このグループの報告 (Jones and Toba, 2000) にも記載されているが、特に、自然に存在する風の非定常性、およびうねりの存在が、 C_D に大きな揺らぎを生み出していると考えられる。

筆者ら (鈴木靖博士との共同研究、未発表) は更にそれを追求しつつあるが、 C_D が本質的に非常に微妙な、揺らぎの大きいものであること、そして、上記の波齢よりも、筆者らが以前に提案した砕波パラメータで考える方が、むしろ本質を表わしているのではないかと感じている。以下はその予備的な内容である。

砕波パラメータ R_B は、 u_* と風波部分の σ_p とで作った無次元数で、次式で定義される (Toba and Koga, 1986)。

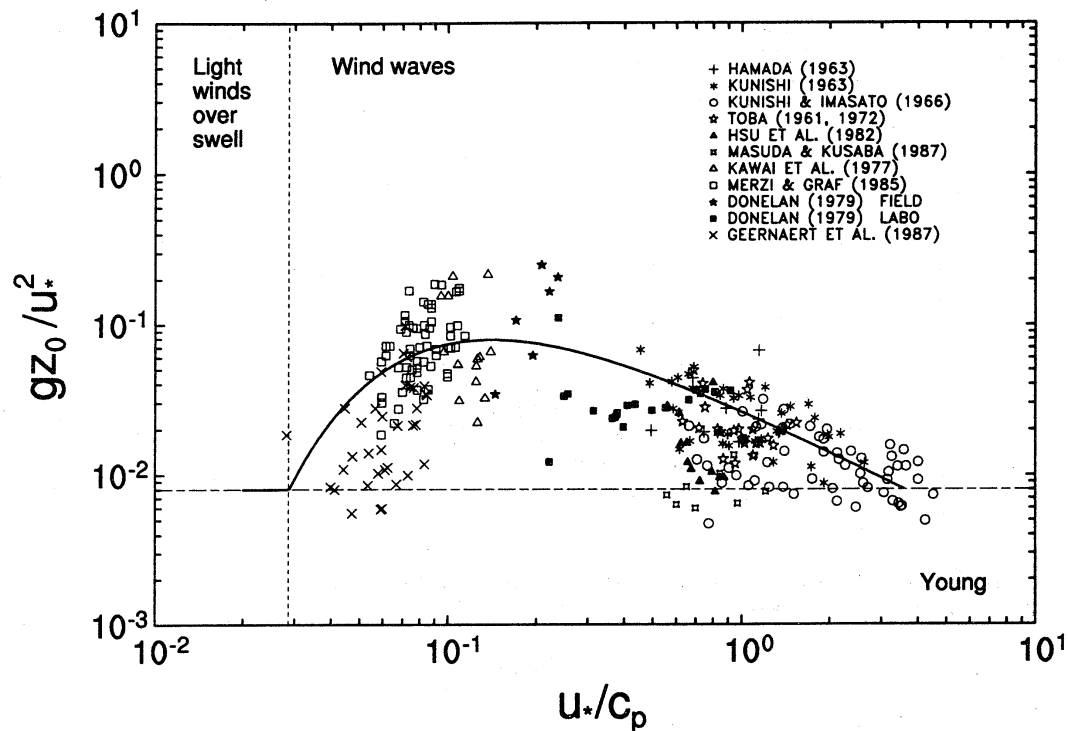


図4. SCOR のワーキンググループのメンバーが提案した、無次元粗度を波齢の逆数の関数として表現した試みの公式 (実線)。(Jones and Toba, 2000 より。)

$$R_B = u_*^2 / \nu \sigma_p \quad (8)$$

ν は空気の動粘性係数である。これは u_* と、有義波の一周期の間に u_* で流れる距離とで作った一種のレイノルズ数とみなすことができる。この R_B を用いると、1 点を通過する有義波の碎波率、海面での白波の占有面積率、海上で測定される海塩粒子の個数濃度が、良く R_B に比例することが示されている (鳥羽、1996 参照)。

C_D を R_B の関数として表現してみると、風洞水槽で条件を整えて定常状態で測定したデータは、手元にある古いデータであるが、図5のようになり、碎波の始まる条件である $R_B = 10^3$ に1つのキンクがあって、そこでレジームが変わることが見て取れる。同じことは、別のレイノルズ数 $u_* H_s / \nu$ で C_D を表現したもの (鳥羽、1970、図3.7) でも、風洞水槽データに関する限り、全く同様の状況がある。ただ、海のデータを含めた碎波率、白波率、海塩粒子は $u_* H_s / \nu$ より R_B のほうがきれいに表現できるように思う。なお、Komori *et al.* (1995)は、風洞水槽で測定した二酸化炭素に関するガス交換係数を u_* の関数で表現して、上記 C_D とよく似た挙動を見出している。

いっぽう、 C_D について風洞水槽のデータに、海での観測値を加えてみると、図6のようになり、 $R_B = 10^3$ の右側でデータが非常にばらつく状況が見える。これはおそ

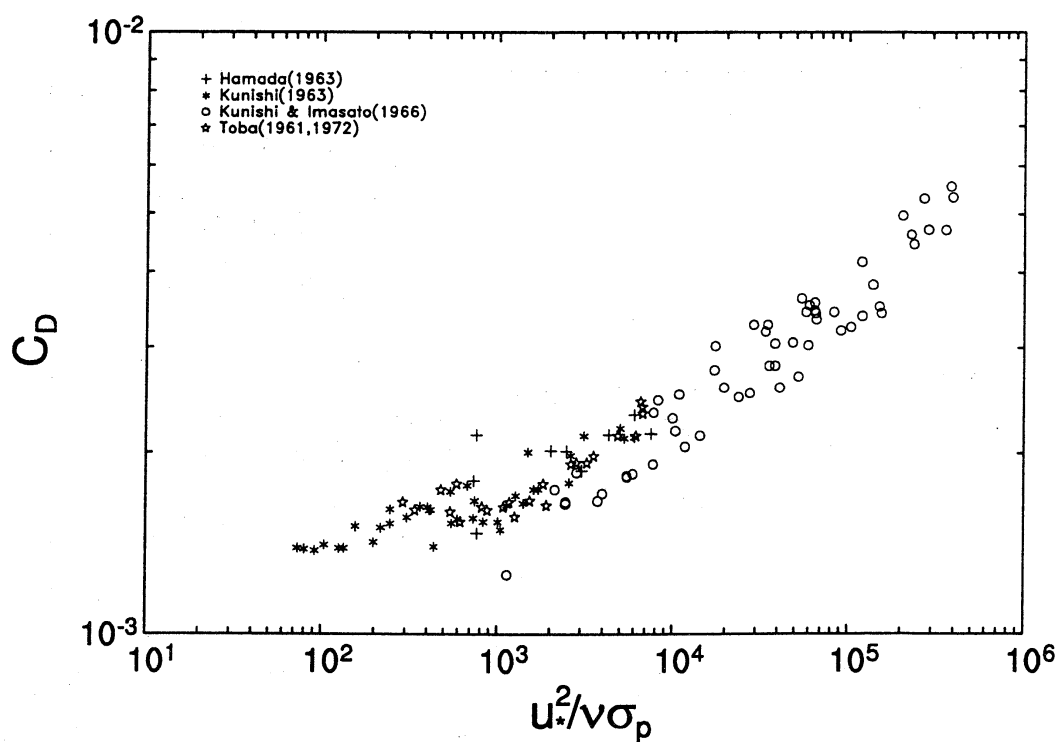


図5. C_D を R_B の関数として表現した、風洞水槽で条件を整えて定常状態で測定したデータ。砕波の始まる条件である $R_B = 10^3$ に1つのキंकがあって、そこでレジームが変わるようである。

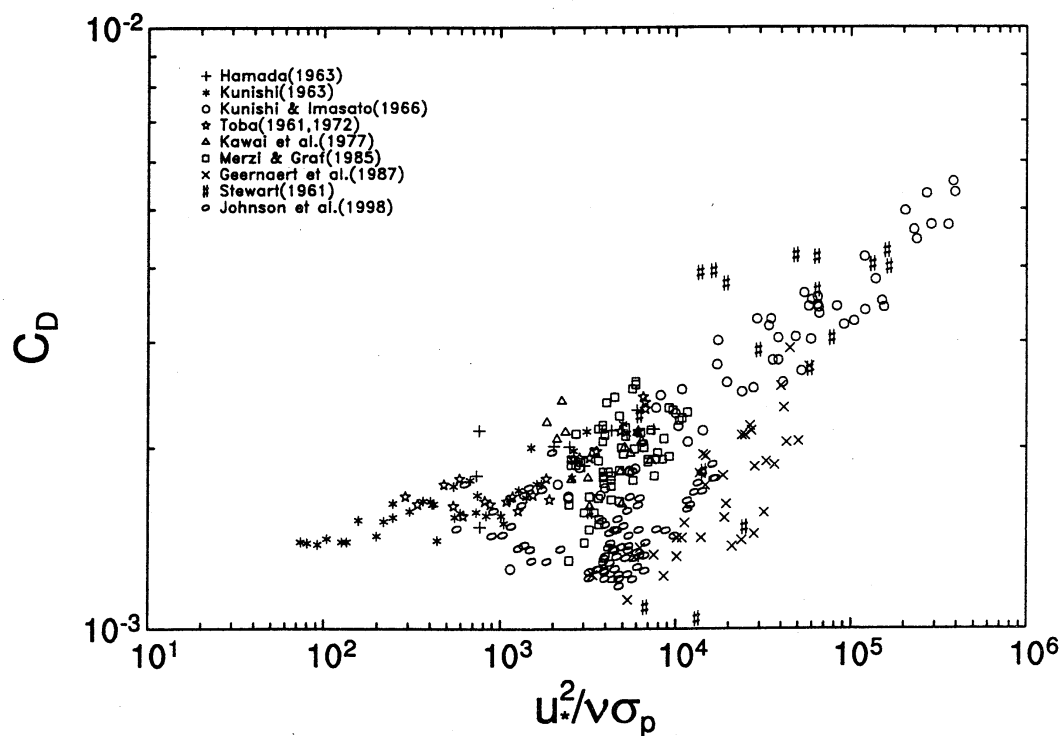


図6. 図5に、海の現場での測定値を重ねたもの。 $R_B = 10^3$ の条件が汚染されている。

らく、うねりの存在が C_D をかなり小さくする効果と、海では風速・風向ともに常に非定常で、風波が風と局所平衡になっていないことによって、 $R_b = 10^3$ の条件がきわどく汚染されることによるのではないかと、いまのところ推測している。これは、「不安定な摩擦係数」という概念を構成する。

参考文献

- 鳥羽良明(1970): 海面境界過程. 海洋科学基礎講座 1「海洋物理 I」第 2 章, 増沢讓太郎編, 東海大学出版会, 145-263.
- 鳥羽良明(1986): 海の表層の乱流. 巽友正編, 「乱流現象の解明と制御」, 東京大学出版会, 605-625.
- 鳥羽良明(1987): 風波の相似則とその周辺, *ながれ* **6**, 103-115.
- 鳥羽良明(1996): 海面境界過程と波浪. 「大気・海洋の相互作用」第 2 章, 鳥羽良明編, 東京大学出版会, 13-60.
- Bye, J. A. T. (1988): The coupling of wave drift and wind velocity profiles. *J. Mar. Res.*, **46**, 457-472.
- Bailey, R., I.S.F. Jones and Y. Toba (1991): The steepness and shape of wind waves. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **47**, 249-264.
- Hanson, J. L. and O. M. Phillips (1999): Wind sea growth and dissipation in the open ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, **29**, 1633-1648.
- Johnson, H. K., J. Hojstrup, H. J. Vested, and S. E. Larsen (1998): On the dependence of sea surface roughness on wind waves, *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 1702-1716.
- Jones, I. S. F. and Y. Toba (2000): *Wind Stress Over the Ocean*, Cambridge Univ. Press. (In press)
- Joseph, P. S., S. Kawai and Y. Toba (1981): Ocean wave prediction by a hybrid model — Combination of single-parameterized wind waves with spectrally treated swells, *Tohoku Geophys. J.*, **28**, 27-45.
- Kawai, S. K. Okada and Y. Toba (1977): Field data support of the three-seconds power law and the $g_u \sigma^{-4}$ -spectral form for growing wind waves. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **33**, 137-150.
- Kawamura, H. and Y. Toba (1988): Ordered motion in the turbulent boundary layer over wind waves. *J. Fluid Mech.* **197**, 105-138.
- Komori, S., T. Shimada and Y. Murakami (1995): Laboratory estimation of CO_2 transfer velocity across the air-sea interface. In *Biogeochemical Processes and Ocean Flux in the Western Pacific* (eds. H. Sakai and Y. Nozaki), Terra Sci. Pub. Co., Tokyo, 69-81.
- Phillips (1985): Spectral and statistical properties of the equilibrium range of wind generated gravity waves. *J. Fluid Mech.* **156**, 505-531.
- Toba, Y. (1972): Local balance in the air-sea boundary processes I. On the growth process of

- wind waves. *J. Oceanogr. Soc. Japan* **28**, 109-120.
- Toba, Y. (1973). Local balance in the air-sea boundary processes III. On the spectrum of wind waves. *J. Oceanogr. Soc. Japan* **29**, 209-220.
- Toba, Y. (1978): Stochastic form of the growth of wind waves in a single parameter representation with physical implications. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 494-507.
- Toba, Y. (1988): Similarity laws of the wind wave and the coupling process of the air and water turbulent boundary layers. *Fluid Dyn. Res.*, **2**, 263-279.
- Toba, Y. (1997): The 3/2-power law for ocean wind waves and its applications. In *Adv. in Coastal and Ocean Engineerings*, Vol. 3, (ed. P. L.-F. Liu), World Scientific, 31-65.
- Toba, Y. (1998): Wind-forced strong wave interactions and quasi-local equilibrium between wind and windsea with the friction velocity proportionality. *Nonlinear Ocean Waves, Adv. Fluid Mech.* Vol. 17, (ed. W. Perrie), *Comp. Mech. Pub. Southampton*, 1-59.
- Toba, Y. and M. Koga, (1986): A parameter describing overall conditions of wave breaking, whitecapping, sea-spray production and wind stress. In *Oceanic Whitecaps*, (eds. E.C. Monahan and G. Mac Niocaill), D. Reidel, 37-47.
- Toba, Y., K. Okada and I.S.F. Jones (1988): The response of wind-wave spectra to changing winds. Part I. Increasing winds. *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, 1231-1240.
- Toba, Y. and Y. Kawamura (1996): Wind-wave coupled downward-bursting boundary layer (DBBL) beneath the sea surface. *J. Oceanogr.*, **52**, 409-419.
- Yoshikawa, I., H. Kawamura, K. Okuda and Y. Toba (1988). Turbulent structure in water under laboratory wind waves. *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **44**, 143-156.
- Zakharov, V. E. and N. N. Filononko (1966): Energy spectrum for stochastic oscillation of the surface of a liquid. *Doklady Akademii Nauk SSSR.*, **170**, 1291-1295.